АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ИЮНЬ, 1965

ВЫПУСК 2

О ВЛИЯНИИ СТОЛКНОВЕНИЙ АТОМОВ С ЭЛЕКТРОНАМИ
НА ИНТЕНСИВНОСТИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРАХ ДВИЖУЩИХСЯ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗДВ. Г. ГОРБАЦКИЙ
Поступила 15 марта 1965

Вычисляются относительные интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии в спектре движущейся оболочки, непрозрачной в линиях, при учете возбуждения и ионизации атомов электронным ударом. Рассматривается атом водорода с 10 дискретными уровнями. При высокой электронной концентрации ($10^8 \leq n_e \leq 10^{11} \text{ см}^{-3}$) бальмеровский декремент оказывается очень пологим по сравнению с декрементом, вычисляемым для среды прозрачной в линиях. Полученный результат применяется для объяснения наблюдаемых интенсивностей бальмеровских линий в спектрах долгопериодических переменных звезд и бывших новых.

При производившихся ранее вычислениях бальмеровского декремента в спектрах звезд с движущимися оболочками (см. напр. [1], [2]) обычно предполагалось, что возбуждение и ионизация атомов в оболочке вызываются только излучением звезды и собственным излучением оболочки. Возбуждение и ионизация атомов происходят также при столкновениях со свободными электронами, но в тех случаях, когда температура звезды высока, а плотность оболочки достаточно мала, столкновениями можно пренебрегать.

В оболочках нестационарных звезд некоторых типов свечение возбуждается не излучением горячей звезды, а сильной ударной волной. В этих случаях столкновения играют важную роль в возбуждении и ионизации атомов. Столкновения должны быть существенными для возбуждения атомов и в оболочках большой плотности, какими, например, являются вращающиеся дискообразные оболочки „бывших“ новых звезд. При вычислении интенсивностей ярких линий в спектрах подобных объектов нужно принимать во внимание как движение оболочки, делающее возможным выход квантов из ее внутренних областей, так и возбуждающие столкновения.

В данной работе определяются населенности уровней атома водорода в среде, движущейся с градиентом скорости, когда возбуждение и ионизация обуславливаются не излучением, а только электронными столкновениями. По полученным населенностям вычисляются относительные интенсивности бальмеровских линий и рассматривается возможность объяснения наблюдаемых особенностей бальмеровского декремента у „бывших“ новых звезд и долгопериодических переменных действием электронных столкновений.

1. *Основные уравнения.* Обычно относительные населенности энергетических уровней определяются путем решения уравнений стационарности для данного атома, выражающих постоянство числа атомов в каждом из состояний. Если свечение является нестационарным, то распределение атомов по состояниям меняется со временем и, вообще говоря, для вычисления населенностей должны быть использованы дифференциальные уравнения, определяющие скорость изменения числа атомов в каждом из состояний. Однако, если время t_0 установления равновесного распределения атомов по состояниям в среде значительно меньше времени t_* , требующегося для установления ионизационно-рекомбинационного равновесия, для нахождения населенностей уровней можно пользоваться уравнениями стационарности. Как будет показано ниже, в интересующих нас случаях неравенство $t_0 \ll t_*$ имеет место. Поэтому в дальнейшем будут рассматриваться уравнения стационарности.

Система уравнений стационарности для атома водорода с учетом электронных столкновений при условии прозрачности среды во всех линиях может быть записана в следующем виде

$$\begin{aligned} n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} + n_e \sum_{k=1}^{i-1} (n_k a_{ik} - n_i b_{ki}) + n_i B_{ic} \rho_{ic} + n_e n_i b_{ic} = \\ = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e \sum_{k=i+1}^{\infty} (n_k a_{ki} - n_i b_{ik}) + C_i n_e n^+ + K_i n_e^2 n^+, \end{aligned} \quad (1)$$

где $n_k A_{ki}$ — число спонтанных переходов атомов из k -того в i -тое состояние в 1 см³ за 1 сек, $n_e n_k a_{ki}$ — число соответствующих переходов в результате столкновений с электронами, $n_e n_i b_{ic}$ — число возбуждений из i -того состояния в k -тое электронным ударом, $n_e n_i b_{ic}$ и $n_i B_{ic} \rho_{ic}$ — число ионизаций из i -того состояния столкновениями и излучением соответственно, $C_i n_e n^+$ и $K_i n_e^2 n^+$ — число радиативных и тройных рекомбинаций соответственно.

Так как отношение $\frac{A_{kl}}{a_{kl}} > 10^{23}$ для не очень высоких уровней, то при электронной концентрации $n_e < 10^{12}$ см⁻³ членами, соответствующими возбуждению и деактивации при столкновениях, можно пренебречь. Положение является иным для оболочки непрозрачной в частотах линий. Используя теорию движущихся оболочек звезд [1], вместо системы (1) получаем

$$\begin{aligned} n_l \left(\sum_{k=1}^{l-1} A_{lk} \beta_{kl} + B_{lc} \rho_{lc} \right) + n_e \sum_{k=1}^{l-1} (n_k a_{lk} - n_l b_{kl}) + n_e n_l b_{lc} = \\ = \sum_{k=l+1}^{\infty} n_k A_{kl} \beta_{lk} + n_e \sum_{k=l+1}^{\infty} (n_k a_{kl} - n_l b_{lk}) + C_l n_e n^{+} + K_l n_e^2 n^{+}, \end{aligned} \quad (2)$$

где β_{lk} — доля квантов с частотой ν_{lk} , выходящих из среды вследствие эффекта Допплера, которая приближенно определяется выражением

$$\beta_{lk} = \frac{1}{2u} \frac{1}{\alpha_{lk}} \left| \frac{dv}{ds} \right|. \quad (3)$$

Величина $\left| \frac{dv}{ds} \right|$ представляет собой усредненный по направлениям градиент скорости движения в оболочке, u — тепловая скорость атомов и α_{lk} — коэффициент поглощения

$$\alpha_{lk} = \frac{n_l B_{lk}}{c \Delta \nu_{lk}} \left(1 - \frac{g_l}{g_k} \frac{n_k}{n_l} \right) h \nu_{lk}. \quad (4)$$

Здесь предполагается, что профиль коэффициента поглощения прямоугольный и через $\Delta \nu_{lk}$ обозначена ширина линии

$$\Delta \nu_{lk} = 2 \frac{u}{c} \nu_{lk}. \quad (4)$$

При $\beta_{lk} \ll 1$ относительная роль членов, связанных с электронными столкновениями, значительнее, чем в уравнениях (1), и их надо принимать во внимание уже при гораздо меньшей величине n_e . Особенно существенным является влияние электронных столкновений при невысокой степени ионизации, когда концентрация нейтральных атомов велика и величины β_{lk} очень малы. Такое положение возникает, в частности, при высвечивании среды.

Чтобы использовать систему (2) для определения относительных населенностей уровней, преобразуем ее, причем не будем учитывать ионизацию излучением. Из (3) и (4) находим

$$A_{kl} \beta_{lk} = \frac{g_l}{g_k} \frac{8\pi\nu_{lk}^3}{c^3} \frac{\left| \frac{d\nu}{ds} \right|}{n_l - \frac{g_l}{g_k} n_k}. \quad (5)$$

Введем величины γ_l , характеризующие отклонение населенности уровня от бoльцмановской, соотношением

$$\frac{n_l}{n_1} = \gamma_l \frac{g_l}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{lk}}{kT_e}}, \quad (6)$$

где T_e — электронная температура.

Принимая во внимание (5) и (6), а также известное соотношение, связывающее коэффициенты a_{kl} и b_{lk}

$$\frac{b_{lk}}{a_{kl}} = \frac{g_k}{g_l} e^{-\frac{h\nu_{lk}}{kT_e}}, \quad (7)$$

вместо системы (2) получаем

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^{i-1} \left\{ \eta \frac{g_1}{g_l} \frac{1}{\gamma_k e^{-\frac{h\nu_{lk}}{kT_e}} - \gamma_l e^{-\frac{h\nu_{ll}}{kT_e}}} \left(\frac{\nu_{lk}}{\nu_{l2}} \right)^3 + a_{lk} \left(1 - \frac{\gamma_k}{\gamma_l} \right) \right\} + \\ & + b_{lc} \left[1 - \frac{1}{\gamma_l} \frac{n_e n^+}{n_1} \chi(T_e) \right] = \sum_{k=l+1}^{\infty} \left\{ \eta \frac{g_1}{g_l} \frac{1}{\gamma_l e^{-\frac{h\nu_{ll}}{kT_e}} - \gamma_k e^{-\frac{h\nu_{lk}}{kT_e}}} \left(\frac{\nu_{lk}}{\nu_{l2}} \right)^3 + \right. \\ & \left. + a_{kl} \left(1 - \frac{\gamma_l}{\gamma_k} \right) \right\} \frac{g_k}{g_l} \frac{\gamma_k}{\gamma_l} e^{-\frac{h\nu_{lk}}{kT_e}} + \frac{g_1}{g_l} \frac{n^+}{n_1} \frac{1}{\gamma_l} e^{-\frac{h\nu_{ll}}{kT_e}} C_l(T_e). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь

$$\eta = \frac{8\pi\nu_{l2}^3}{c^3} \frac{1}{n_1 n_e} \left| \frac{d\nu}{ds} \right|, \quad (9)$$

а функция $\chi(T_e)$ определяется равенством

$$\chi(T_e) = \left(\frac{n_2}{n_e n^+} \right)_0, \quad (10)$$

где индекс „нуль“ обозначает величину отношения $\frac{n_1}{n_e n^+}$ в состоянии термодинамического равновесия при температуре T_e . Для чисто водородной среды должно быть $n^+ = n_e$.

Из системы (8) определяются величины τ_i при заданных значениях T_e , τ , n_e и $\frac{n_e}{n_1}$. Можно считать, что $n_1 \gg n_i$ ($i \geq 2$). Поскольку существования ионизационно-рекомбинационного равновесия в среде не предполагается, то уравнение, из которого можно находить степень ионизации, содержит величину $\frac{dn_1}{dt}$. Наряду с этим уравнением нужно решать и дифференциальное уравнение для величины T_e , так как электронная температура меняется в процессе установления равновесия. Эти обстоятельства сильно усложняют задачу. Поэтому представляется целесообразным при вычислении бальмеровского декремента рассматривать T_e и отношение $\frac{n_e}{n_1}$ в качестве параметров.

2. Вычисление населенности уровней. Величина T_e входит в уравнения (8) не только непосредственно, но и через посредство коэффициентов a_{kl} , b_{lc} , C_l и χ , являющихся функциями электронной температуры. Поэтому, переходя к решению уравнений, нужно прежде всего оценить значение T_e .

Исследования энергетического баланса свободных электронов в оболочках звезд при учете столкновений с атомами водорода производились Цой Дяй О [3], который нашел, что в стационарном случае, если ионизация обусловлена излучением, столкновения не оказывают существенного влияния на величину T_e . При нестационарном свечении в условиях достаточно большой электронной концентрации ($n_e \geq 10^{10} \text{ см}^{-3}$) положение иное. Столкновения второго рода и поглощение квантов L_α возбужденными атомами водорода изменяют электронную температуру таким образом, чтобы их влияние уравновесилось столкновениями, возбуждающими атомы. В частности, ранее было получено [4], что электронная температура в слое, подвергшемся действию ударной волны, в течение долгого времени остается близкой к 15000° . При T_e существенно меньшей 15000° эффективность электронных столкновений мала и элементарные процессы должны приводить к увеличению T_e . Если же T_e значительно превосходит 15000° , то расход энергии на возбуждение и ионизацию атомов оказывается слишком большим и не компенсируется процессами, увеличивающими энергию электронов. Исходя из этих сообра-

жений и учитывая результаты проводившихся ранее вычислений [5], примем для вычисления коэффициентов системы (8) значение $T_e = 15000^\circ$.

В уравнениях (8) отсутствуют члены, описывающие ионизацию квантами L_α из возбужденных состояний. Можно считать, что этот процесс приближенно учтен выбором достаточно высокого значения T_e . Точное решение нестационарной задачи требует добавления к системе (8) не только уравнения, определяющего изменение T_e , но и уравнения для нахождения концентрации квантов L_α .

При решении системы (8) ограничимся рассмотрением атома водорода с 10 дискретными уровнями. Для вычисления коэффициентов a_{kl} воспользуемся известной формулой (см. напр. [13])

$$a_{kl} = \frac{g_l}{g_k} \frac{24\pi^3 e^4 m f_{lk}}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \left[\frac{k T_e}{h \nu_{lk}} - e^{-\frac{h \nu_{lk}}{k T_e}} \text{Ei} \left(\frac{h \nu_{lk}}{k T_e} \right) \right], \quad (11)$$

где f_{lk} — сила осциллятора для перехода $l \rightarrow k$ ($l < k$), а остальные обозначения обычные. Значения a_{kl} , полученные по (11), могут существенно (на десятки процентов) отличаться от точных. Однако, поскольку для большинства требуемых переходов точные квантово-механические расчеты не проводились, приходится применять формулу (11). Значения коэффициентов a_{kl} , вычисленные по этой формуле, приведены в табл. 1.

Величины a_{kl} зависят от T_e слабо — при $10^4 < T_e < 1.5 \cdot 10^4$ град они приблизительно пропорциональны $T_e^{1/2}$ для переходов между далекими уровнями и $\sim T_e^{-1/2}$ для переходов между верхними уровнями.

Величины b_{lc} вычислялись по формуле

$$b_{lc} = \frac{24\pi^3 e^4 m f_{lc}}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \left[\frac{k T_e}{\gamma_{lc}} e^{-\frac{\gamma_{lc}}{k T_e}} - \text{Ei} \left(\frac{\gamma_{lc}}{k T_e} \right) \right], \quad (12)$$

где f_{lc} — сила осциллятора для перехода l -того состояния в континуум и γ_{lc} — энергия, соответствующая этому переходу. Для коэффициента рекомбинации $C_l(T_e)$ использована формула

$$C_l(T_e) = \frac{3.262}{l^3 T_e^{3/2}} g_l e^{-\frac{\gamma_{lc}}{k T_e}} \text{Ei} \left(\frac{\gamma_{lc}}{k T_e} \right). \quad (13)$$

Величины b_{lc} и C_l даны в табл. 2.

КОЭФФИЦИЕНТЫ n_{kl} ($T_c = 15000$)

Таблица 1

$i \backslash k$	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	$1.29 \cdot 10^{-8}$	$7.3 \cdot 10^{-10}$	$1.6 \cdot 10^{-10}$	$3.9 \cdot 10^{-11}$	$1.31 \cdot 10^{-11}$	$5.4 \cdot 10^{-12}$	$2.6 \cdot 10^{-12}$	$1.37 \cdot 10^{-12}$	$8.0 \cdot 10^{-13}$
2		$5.6 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^{-8}$	$7.5 \cdot 10^{-9}$	$2.3 \cdot 10^{-9}$	$9.4 \cdot 10^{-10}$	$4.4 \cdot 10^{-10}$	$1.9 \cdot 10^{-10}$	$1.07 \cdot 10^{-10}$
3			$4.4 \cdot 10^{-6}$	$3.0 \cdot 10^{-7}$	$6.1 \cdot 10^{-8}$	$1.9 \cdot 10^{-8}$	$8.2 \cdot 10^{-9}$	$2.9 \cdot 10^{-9}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$
4				$1.6 \cdot 10^{-5}$	$1.18 \cdot 10^{-6}$	$2.6 \cdot 10^{-7}$	$8.0 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$	$2.0 \cdot 10^{-8}$
5					$3.7 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$	$6.8 \cdot 10^{-7}$	$2.4 \cdot 10^{-7}$	$1.04 \cdot 10^{-7}$
6						$7.0 \cdot 10^{-5}$	$6.9 \cdot 10^{-6}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$6.0 \cdot 10^{-7}$
7							$1.17 \cdot 10^{-4}$	$1.42 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-6}$
8								$1.8 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$
9									$2.7 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ b_{ic} и C_i ($T_e = 15000^\circ$)

i	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$b_{ic} \cdot 10^6$	$1.36 \cdot 10^{-2}$	0.144	0.43	0.79	1.41	2.3	3.4	4.6	5.9
$C_i \cdot 10^{14}$	6.6	3.7	2.3	1.56	1.11	0.82	0.61	0.49	0.39

Как известно, коэффициенты рекомбинации C_i слабо зависят от T_e . Величины b_{ic} ($i > 3$) в интервале $10^4 \leq T_e \leq 1.5 \cdot 10^4$ град меняются не более чем в два раза.

Заметим, что при вычислении a_{kl} и b_{ic} при $i > 6$ были приняты экстраполированные значения сил осцилляторов.

Величина $\chi(T_e)$ при $T_e = 15000^\circ$ составляет $8.6 \cdot 10^{-18}$. Решение системы (8) производилось при значениях: $T_e = 15000^\circ$, $n^+ + n_1 = 4 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, $\eta = 10^{-12}$; $5 \cdot 10^{-10}$; 10^{-8} и соответствующих значениях: $\frac{n_e}{n_1} = 1$; $2 \cdot 10^3$; $4 \cdot 10^4$. Результаты решения системы приводятся в табл. 3.

Таблица 3

ВЕЛИЧИНЫ γ_i

η	$\frac{n_e}{n_1}$	γ_2	γ_3	γ_4	γ_5	γ_6	γ_7	γ_8	γ_9	γ_{10}
10^{-12}	1	0.045	0.0064	0.0022	0.00132	0.00100	0.00085	0.00079	0.00076	0.00075
$5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^3$	0.35	0.069	0.026	0.0153	0.0115	0.0105	0.0101	0.0099	0.0098
10^{-8}	$4 \cdot 10^4$	6.0	1.21	0.43	0.25	0.19	0.16	0.154	0.149	0.147

Система была также решена при значении $n_e = 10^{13}$ см $^{-3}$, $\frac{n_e}{n_1} = 1$, $\eta = 10^{-12}$. В пределах точности вычислений результаты совпадают с данными первой строки табл. 3. Полученные значения величин γ_i для высоких уровней показывают, что распределение атомов по состояниям между высокими уровнями приблизительно бальмеровское. Это вызвано действием электронных столкновений.

3. Бальмеровский декремент и сравнение с наблюдениями. Воспользуемся полученными значениями величин γ_i для вычисления бальмеровского декремента. Отношение энергии, выходящей из среды в бальмеровской линии с частотой ν_{2k} ($k > 4$), к энергии, излучаемой в линии H_β , равно

$$\frac{E_{2k}}{E_{24}} = \frac{n_k A_{k2} P_{2k} h\nu_{2k}}{n_4 A_{42} P_{24} h\nu_{24}}, \quad (14)$$

при условии, что свойства среды во всех ее точках одинаковы. Принимая во внимание соотношения (5) и (6), из (14) получаем

$$\frac{E_{2k}}{E_{24}} = \frac{\gamma_k}{\gamma_1} \left(\frac{\nu_{2k}}{\nu_{24}} \right)^4 e^{-\frac{h\nu_{4k}}{kT_e}} \frac{1 - \frac{\gamma_4}{\gamma_3} e^{-\frac{h\nu_{24}}{kT_e}}}{1 - \frac{\gamma_k}{\gamma_2} e^{-\frac{h\nu_{2k}}{kT_e}}}. \quad (15)$$

Для вычисления отношения интенсивностей линии H_α ($k = 3$) и H_β находим аналогично

$$\frac{E_{23}}{E_{24}} = \frac{\gamma_3}{\gamma_4} e^{\frac{h\nu_{34}}{kT_e}} \left(\frac{\nu_{23}}{\nu_{24}} \right)^4 \frac{1 - \frac{\gamma_4}{\gamma_2} e^{-\frac{h\nu_{24}}{kT_e}}}{1 - \frac{\gamma_3}{\gamma_2} e^{-\frac{h\nu_{23}}{kT_e}}}. \quad (16)$$

Относительные интенсивности линий при $\frac{n_e}{n_1} = 1$, $\eta = 10^{-12}$: приводятся в табл. 4.

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ БАЛЬМЕРОВСКОЙ СЕРИИ ВОДОРОДА

Линия	H_α	H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_ζ	H_η	H_ν
$\frac{E_{2k}}{E_{24}}$	1.55	1.00	0.72	0.61	0.54	0.52	0.51	0.50

Главной особенностью полученного декремента является его малая крутизна по сравнению с крутизной декремента, вычисляемого без учета столкновений. Интенсивность высших членов серии оказывается практически одинаковой и составляет около половины интенсивности линии H_β .

Бальмеровский декремент для двух других случаев ($\eta = 5 \cdot 10^{-10}$; 10^{-8}) очень мало отличается от данного в табл. 4.

То, что зависимость относительных интенсивностей линий от η очень слабая, вполне понятно, так как даже при $\eta = 10^{-8}$ члены,

содержащие η , невелики по сравнению с другими членами в уравнениях (8). Однако градиент оказывается почти не зависящим и от отношения $\frac{n^+}{n_1}$, хотя при $n^+ \gg n_1$ рекомбинационные члены уравнений являются преобладающими и величины τ_i быстро изменяются с $\frac{n_e}{n_1}$.

Очевидно, что решение уравнений при $\frac{n^+}{n_1} = 1$ и $\eta \lesssim 10^{-8}$, т. е. при $n_e \gtrsim 10^9$ см⁻³ даст тот же самый результат, что и при $\eta = 10^{-12}$. Таким образом, относительные интенсивности линий бальмеровской серии, излучаемых высвечивающейся средой, при $\eta \lesssim 10^{-8}$ должны быть близкими к приведенным в табл. 4 для широкого интервала значений электронной плотности $10^9 \lesssim n_e \lesssim 10^{13}$ см⁻³. Этот вывод должен оставаться в силе и в тех случаях, когда электронная температура в среде отличается на несколько тысяч градусов в ту или иную сторону от принятого значения $T_e = 15000^\circ$, так как зависимость коэффициентов a_{ki} и C_i , а при $i > 3$ и коэффициентов b_{ic} , от T_e сравнительно слабая.

Пологость бальмеровского декремента в движущейся оболочке вызвана быстрым увеличением отношения $\frac{\beta_{2k}}{\beta_{24}}$ с ростом k . Если предположить, что среда прозрачна для излучения в линиях субординатных серий, т. е. считать, что $\beta_{2k} = 1$ ($k = 3, 4, \dots$), то относительные интенсивности линий бальмеровской серии получаются сравнительно близкими к вычисленным в работе С. А. Каплана и С. И. Гопасюка [6]. Бальмеровский декремент в этом случае оказывается весьма крутым, хотя и менее крутым, чем полученный в [6]. При $T_e = 15000^\circ$ имеем: $\frac{E_{33}}{E_{24}} = 4.1$; $\frac{E_{23}}{E_{24}} = 0.37$. Это различие объясняется главным образом, тем, что в уравнениях (8) приняты во внимание переходы под действием столкновений между высокими уровнями, тогда как в работе [6] рассматривалось возбуждение в среде малой плотности и учитывались только возбуждения с основного уровня, а удары второго рода вовсе не учитывались.

Сопоставим найденные относительные интенсивности бальмеровских линий с данными наблюдений некоторых нестационарных звезд. Гринстейн нашел [7], что в спектрах ряда „бывших“ новых и повторной новой WZ Стрелы эквивалентные ширины высших членов бальмеровской серии оказываются сравнительно большими. Более точное определение эквивалентных ширин у V603 Aq1 производилось

А. А. Боярчуком и Э. Р. Мустелем [8], согласно которым бальмеровский декремент в спектре этой звезды является очень пологим — интенсивность линии H_γ составляет около 0.8 интенсивности H_β .

„Бывшие“ новые звезды часто оказываются двойными. Такой, в частности, является и звезда V603 Aql. В тесной двойной системе газовые потоки образуют вращающиеся дискообразные оболочки звезд. Частые скачкообразные изменения блеска — вспышки — у рассматриваемых звезд вызываются ионизацией газа в той или иной части оболочки [9]. Факторы, вызывающие ионизацию иона, неизвестны, но, по-видимому, их действие весьма кратковременно и наблюдаемое свечение в линиях принадлежит высвечивающемуся газу.

В дискообразных оболочках концентрация водородных атомов $n_n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\left| \frac{dv}{ds} \right| \approx \frac{dv}{dr} \approx 10^{-2}$. Следовательно, при $n_1 \approx n_e$ имеем значение $\eta \approx 10^{-12}$. Время релаксации t_0 для установления равновесного распределения атомов по состояниям можно определить из выражения, полученного В. В. Соболевым [10]:

$$t_0 = \frac{2u}{c \frac{dv}{dr}}. \quad (17)$$

В данном случае получается, что $t_0 \approx 10^{-2}$ сек, т. е. значение малое по сравнению с временем установления ионизационно-рекомбинационного равновесия t_* , определяемым известной формулой

$$t_* = \frac{1}{n_e \sum_{i=2} C_i}. \quad (18)$$

Таким образом, условия образования бальмеровских линий в дискообразной оболочке „бывшей“ новой соответствуют тем, при которых вычислялись приведенные в табл. 4 интенсивности бальмеровских линий. Поэтому наблюдаемая пологость бальмеровского декремента может быть, хотя бы отчасти, объяснена влиянием электронных столкновений.

Сильные аномалии бальмеровского декремента наблюдаются также в спектрах долгопериодических переменных звезд. Необычное распределение интенсивностей между линиями H_α — H_δ в эпоху, предшествующую максимуму блеска, вызвано, как было убедительно показано Г. А. Шайном, поглощением излучения молекулами, находящимися во внешних слоях звезды. Отсутствие линии H_α и малую интенсивность линии H_β в послемаксимальный период также можно

объяснить поглощением излучения в этих линиях возбужденными атомами водорода в обширной атмосфере звезды [11]. Кроме того, Г. А. Шайном было найдено [12], что высшие члены серии Бальмера $H_\beta - H_{16}$ в спектрах долгопериодических переменных имеют неожиданно большую эквивалентную ширину. При „обычном“ бальмеровском декременте они были бы очень слабыми, так как даже первые линии серии относительно мало интенсивны. Возможно, что это обстоятельство можно объяснить действием электронных столкновений в высвечиваемом слое газа, который и дает излучение в водородных линиях. В оболочках долгопериодических переменных $n_e + n_1 \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\frac{dv}{dr} \approx 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$. Поэтому при $n_1 \approx n_e$ $\eta \approx 10^{-12}$ и декремент серии должен соответствовать вычисленному выше, т. е. быть очень пологим.

Заметим, что одной из причин, вызывающих относительное ослабление первых линий бальмеровской серии H_α и H_β , может быть поглощение излучения в этих линиях отрицательными ионами водорода. В частоте линии H_α коэффициент поглощения H^- на 1 ион составляет $3.7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, в частоте H_β — около $2.8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, а для высоких членов серии приблизительно $2.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. В том случае, когда оптическая толщина оболочки, обусловленная поглощением ионами H^- , не очень мала по сравнению с единицей, интенсивности линий H_α и H_β будут уменьшены по сравнению с высшими членами серии.

Для оценки оптической толщины атмосферы долгопериодической переменной, обусловленной поглощением ионами H^- , найдем их концентрацию n^- в атмосфере. Если не учитывать распада ионов H^- под действием излучения звезды и вынужденных рекомбинаций, условие стационарности записывается в виде

$$n_1 n_e C^-(T_e) = n^- n_e B^-(T_e), \quad (19)$$

где $C^-(T_e)$ — коэффициент рекомбинации атома водорода с электроном и $B^-(T_e)$ — коэффициент, определяющий влияние электронных столкновений на распад ионов H^- . При $T_e \approx 15000^\circ$ величина $C^-(T_e) \approx 4 \cdot 10^{-15}$.

Точные эффективные сечения для столкновений ионов H^- со свободными электронами неизвестны, но их оценка дает $B^-(15000^\circ) \approx 10^{-7}$. Из (19) получаем $n^- \approx 4 \cdot 10^{-8} n_1$. При $n_1 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ величина $n^- \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$. Так как диссоциация излучением не учтена, полученное значение n^- является завышенным. При таком значении n^- и толщине слоя 10^{13} см оптическая толщина его, обусловленная

поглощением H^- , порядка единицы и влияние дифференциального поглощения будет сказываться на наблюдаемых относительных интенсивностях бальмеровских линий. Если излучающим слоем испускается в линиях энергия E_{24} и E_{2k} соответственно, а поглощающий слой лежит выше излучающего и его толщина в этих линиях составляет τ'_{24} и τ'_{2k} , то наблюдаемое отношение интенсивностей равно

$$\frac{E'_{2k}}{E'_{24}} = \frac{E_{2k}}{E_{24}} e^{-\tau'_{24} - \tau'_{2k}}$$

Без точного определения величины n^- и толщины излучающего слоя трудно сказать, в какой мере влияет рассмотренный эффект на наблюдаемые относительные интенсивности линий в спектрах долгопериодических переменных. Сделанный подсчет лишь показывает, что такое влияние возможно. Во вращающихся оболочках „бывших“ новых звезд действие поглощения H^- на величину бальмеровского декремента не может быть существенным, так как протяженность оболочек не превосходит по порядку величины 10^{10} см и поэтому $\tau'_{23} < 0.1$.

В заключение подчеркнем неоднократно отмечавшееся нами ранее обстоятельство, касающееся величины бальмеровского декремента в оболочках нестационарных звезд. Эта величина является интегральной характеристикой излучающего слоя и зависит, как показывает и данная работа, от большого числа различных факторов. Поэтому из наблюдений бальмеровского декремента можно получить лишь ограниченную информацию, главным образом, о сходстве или различии условий, существующих в данном объекте, с условиями в газовых туманностях. У оболочек звезд это отличие состоит, в основном, в их непрозрачности для излучения в бальмеровских линиях, а при достаточно большой плотности оболочки — в существенном влиянии электронных столкновений.

Ленинградский государственный
университет

ON THE INFLUENCE OF ELECTRON COLLISIONS
ON THE INTENSITIES OF BALMER LINES IN SPECTRA
OF THE MOVING ENVELOPES OF STARS

V. G. GORBATZKY

Relative intensities of Balmer emission lines in the spectrum of moving envelope non-transparent in line frequencies are computed the col-

lisional excitation and ionization being taken into account. The case of ten-level atom of hydrogen is considered. If the electron density is high ($10^9 \lesssim n_e \lesssim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) the computed Balmer decrement is found to be very slow as compared with that for transparent envelope. The results are applied to explain the observed Balmer line intensities in spectra of long-period variable stars and old novae.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, Л., 1947.
2. В. В. Соболев, В. В. Иванов, Уч. зап. ЛГУ, № 307 (Труды АО, 19) 1962.
3. Цой Дэй О, Вестн. ЛГУ, № 7, 1956.
4. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 38, 256, 1961.
5. В. Г. Горбацкий, Вестн. ЛГУ, № 13, 1957.
6. С. А. Каплан, С. И. Гопасюк, Цирк. АО Львовского ун-та, № 25, 1953.
7. Дж. Гринстейн, Сб. "Звездные атмосферы", 673, ИЛ, 1963.
8. А. А. Боярчук, Э. Р. Мустель, Астрон. ж., 41, 587, 1964.
9. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж. 41, 849, 1964.
10. В. В. Соболев, Вестн. ЛГУ, № 10, 1948.
11. В. Г. Горбацкий, Астрон. ж., 34, 860, 1957.
12. Г. А. Шайн, ДАН СССР, 44, 293, 1944.
13. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.